



TITLE:

# スピン三重項超伝導の物理(第55回 物性若手夏の学校(2010年度),講義 ノート)

AUTHOR(S):

前野, 悦輝

---

CITATION:

前野, 悦輝. スピン三重項超伝導の物理(第55回物性若手夏の学校  
(2010年度),講義ノート). 物性研究 2011, 95(4-5): 503-512

ISSUE DATE:

2011-01-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/169404>

RIGHT:

## スピン三重項超伝導の物理

前野悦輝（京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻）

### （１）概要 —スピン三重項の超伝導—

カメリン・オネスらによる超伝導の発見から、来年でちょうど 100 周年を迎える。この 100 年間で見つかったほとんどすべての超伝導体は、合成スピン  $S=0$  のスピン一重項電子対がになう。銅酸化物の高温超伝導体[1]も例外ではなく、また鉄ニクタイト超伝導体[2]もおそらく例外ではない。一方、合成スピン  $S=1$  のスピン三重項超伝導体として、 $\text{UPt}_3$  [3]と  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [4]はその強い実験的証拠が挙げられている。また重い電子系では  $\text{UNi}_2\text{Al}_3$  [5]など他にもスピン三重項超伝導体の有力候補がある。（ $\text{UPt}_3$ をはじめ重い電子系物質では強いスピン軌道相互作用のためにスピンの良い量子数ではないため、スピンの三重項ではなく「擬スピンの三重項超伝導」あるいは単に「奇パリティの超伝導」と呼ぶべきであろう[6]。しかし本稿ではこの点は踏まえつつあえて「スピン三重項」という言葉を用いる。）また  $\text{UGe}_2$  [7]、 $\text{UCoGe}$  [8]などの強磁性超伝導体でもおそらく三重項超伝導が実現していると考えられている。さらに最近では、結晶構造が反転対称性を破る超伝導体[9]でスピン三重項超伝導の成分が現れることが明らかになりつつある。

超流動ヘリウム 3 は、原子核スピンの三重項クーパー対がになう超流体として真に確立している。これに対してスピン三重項超伝導体の完璧な証明はなかなか容易ではない。この物性若手夏の学校のサブゼミでは、どうすればこの問題に決着がつくのかを主題とする。スピン三重項をめぐる現状の概観の後、超流動ヘリウム 3 との比較も交えて、スピン三重項超伝導状態を記述する秩序変数 “ $d$ ベクトル” について、できる限りわかりやすく説明したい[10]。そしてルテニウム酸化物の例に即して、クーパー対のスピン状態の三重項性の確証、そして軌道状態の波導関数の奇パリティ性の確証を行うための研究の現状と展望について解説する。本稿では、サブゼミで中心的に取り上げるルテニウム酸化物超伝導体の物性について解説する。

### （２）ルテニウム酸化物 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$

#### 2-1. フェルミ液体状態

ルテニウム Ru は周期表で鉄の真下に位置する第 8 族元素で、銅酸化物高温超伝導体と共通の層状ペロブスカイト構造の一連の化合物が知られている。そのひとつである図 1 に結晶構造を示した  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導は 1994 年に広島大学で発見された[4]。その物性については超伝導性を中心にレビューに詳しく記述されている[11]。フェルミ準位近傍の電子状態は  $\text{Ru}^{4+}$  の  $4d^4$ （低スピン状態）に基づく  $t_{2g}$  軌道と酸素の  $p$  軌道が混成した反結合パイ軌道からなる[12]。図 2 は量子振動実験から決定したフェルミ面である[11]。Ru 電子の  $t_{2g}$  軌道のうち  $d_{xy}$  に由来する面内軌道の準二次元  $\gamma$  フェルミ面（電子）がブリルアンゾーンの中央にあり、 $d_{yz}$ ,  $d_{zx}$  に由来す

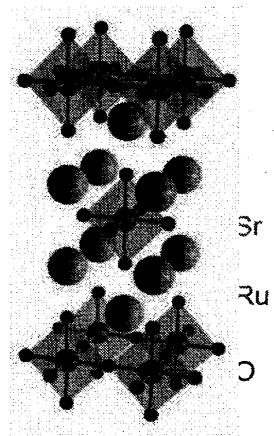


図 1. 準 2 次元金属超伝導体  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の結晶構造

準一次元状態は互いに混成して、 $\Gamma$  点周りの  $\beta$  フェルミ面（電子）と、ゾーン境界  $X$  点周りの  $\alpha$  フェルミ面（ホール）とに分かれる。準粒子の有効質量は  $\gamma$  フェルミ面で最も重く電子質量の約 16 倍あり、バンド計算の質量よりも約 5.5 倍重く電子相関の効果が最も強く現れている。このため、状態密度も  $\gamma$  フェルミ面が全体の 57% を占める。これに対応して電子比熱係数は  $C/T = \gamma = 38 \text{ mJ/K}^2 \text{ mol}$

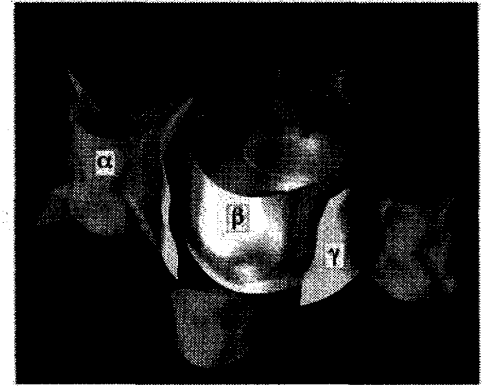


図 2.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  のフェルミ面

Dr. C. Bergemann 氏提供

と比較的重い電子状態を形成している。常伝導状態は、ほぼ等方的で温度依存性の弱いパウリ常磁性と、低温で温度の 2 乗に比例する電気抵抗を示し、典型的なフェルミ液体状態の金属である。

関連物質の性質としては、まず  $\text{Sr}$  を同族の  $\text{Ca}$  で置換することによりモット絶縁体  $\text{Ca}_2\text{RuO}_4$  となる[13]。また  $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$  は磁場・温度相図での磁場誘起強磁性状態への 1 次相転移線の終点である臨界温度が絶対零度に位置する「メタ磁性量子臨界現象」を示す[14]。さらに  $\text{SrRuO}_3$  はフェルミ面の特異性から異常ホール効果を示すなど[15]、ルテニウムの強相関電子系の生み出す様々な興味深い現象が知られている。

## 2-2: 超伝導の基本的性質

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導は  $T_c = 1.50 \text{ K}$ 、上部臨界磁場は面内が  $\mu_0 H_{c2//ab} = 1.50 \text{ T}$ 、面間が  $\mu_0 H_{c2//c} = 0.075 \text{ T}$  の強い異方性を示す[11]。この  $T_c$  は非磁性不純物にも敏感で、不純物間隔が面内コヒーレンス長 (66 nm) 程度になると超伝導は完全に抑制されてしまう[16]。また  $^{101}\text{Ru}$  の核四重極共鳴 (NQR) によるゼロ磁場中のスピン緩和率は  $T_c$  直下でコヒーレンスピークを示さず鋭く低下する[17]。これらから  $s$  波超伝導以外のいわゆる異方的超伝導が起こっていることが明らかになった。

## 2-3: 超伝導のスピン状態

超伝導対称性に関しては超伝導発見から程なく、Rice と Sigrist [18] によってスピン三重項の可能性が理論的に予言され、超流動ヘリウム  $^3\text{He-A}$  相の二次元版として可能なベクトル秩序変数が議論された。スピン状態の決定には核磁気共鳴 (NMR) のナイトシフトによるスピン磁化率が有効である。まず  $^{17}\text{O}$  置換の単結晶について、 $\text{RuO}_2$  面に平行な磁場のもと、超伝導転移温度の上下でスピン磁化率が変化しないことが明らかになった[19]。これはスピン三重項超伝導で、なおかつ電子対スピンが  $\text{RuO}_2$  面内にあることを示唆する。(スピン三重項超伝導体の状態を記述する秩序変数  $d$  ベクトルが磁場と垂直方向。) その後、 $^{99}\text{Ru}$  の NMR から同様の結果が得られた (図 3) [20]。NMR を用いた  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導状態の最近までの

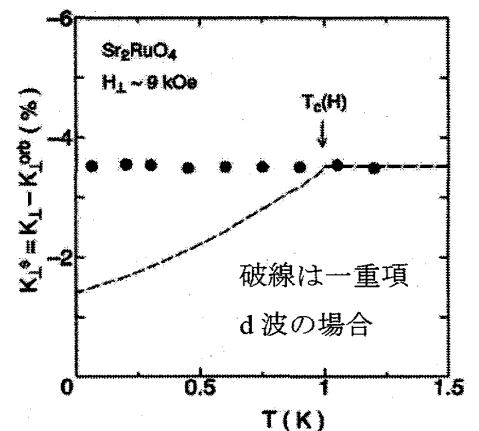


図 3.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  に対する  $^{99}\text{Ru}$  の NMR ナイトシフト [20]

石田憲二氏提供

研究成果については石田らによってまとめられている[21]。

なお NMR 以外に、偏極中性子散乱を用いた Shull-Wedgwood の実験からも原子核周りの磁化率が減少しない超伝導状態の実現が明らかになり、スピン三重項超伝導を検証する結果が得られている[22]。

## 2-4. 軌道波動関数の対称性

電子対の軌道部分の波動関数の対称性については Pb-Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub>-Pb の近接効果接合の臨界電流の測定により Pb の *s* 波超伝導と干渉する超伝導位相を持つことが明らかになった[23, 24]。また Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> と AuIn の SQUID で  $\pi$  接合が確認され、奇パリティの超伝導状態が検証されている[25]。これらについては、今後、微細加工技術も駆使した上で、素子の構造をより明確にした実験への展開が望まれる。

ミュオン・スピン回転からは、超伝導状態で自発的内部磁場の発生が検出され、時間反転対称性を破る超伝導状態が示唆された[26]。このカナダでの先行実験結果は、その後スイスと日本での別のグループの実験でも再現されている。また、磁気光学カー効果の実験からは、超伝導状態で時間反転対称性が破れることがより直接的に明らかになった[27]。これらの結果はクーペー対の軌道状態が  $L_z = +1$  または  $-1$  のいずれかの超伝導カイラルドメインの存在による時間反転対称性の破れ、そしてその軌道磁気モーメントに伴う磁場の発生のためとして解釈されている。

## 2-5. 超伝導対称性

スピン三重項性、奇パリティ、時間反転対称性の破れを総合すると、ベクトル秩序変数  $\mathbf{d} = z \Delta(k_x + ik_y)$  で記述できるカイラル超伝導状態がもっとも有力な可能性として初期の段階で議論された。この状態は図 4 にあるように  $S=1$  の電子対スピンの  $S_z=0$  の状態で RuO<sub>2</sub> 面内にあることを表す。 $(\mathbf{d}$  ベクトルはこのスピン面に垂直方向と定義され、 $z$  方向を向いている。) また軌道波動関数は *p* 波で時間反転対称性を破った軌道角運動量  $L_z = +1$  (図の太い矢印) の軌道強磁性状態にあることを表す。フェルミ面の準二次元性から電子の軌道運動が RuO<sub>2</sub> 面内にあるのは自然である。一方、スピン空間の  $z$  が結晶の  $c$  軸方向にあるのかどうかは以下 3-3 で述べるように最近、再検討が行なわれている。

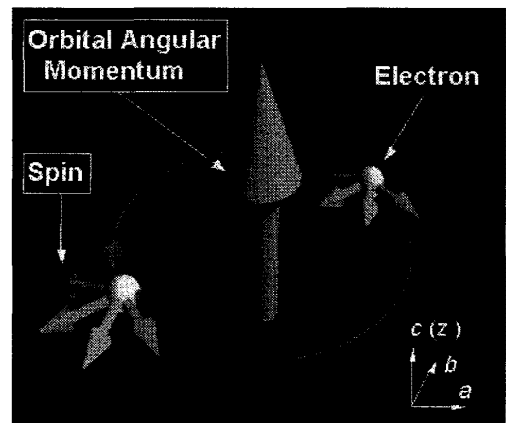


図 4. ベクトル秩序変数

$\mathbf{d} = z \Delta(k_x + ik_y)$  のスピン三重項 *p* 波超伝導状態[10] 出口和彦氏提供

## 2-6. 超伝導ギャップ構造

当初はラインノード・ギャップ的な熱励起が示唆される実験結果と、準二次元フェルミ面上でノードを持たない上記  $\mathbf{d}$  ベクトルとの間での一見矛盾した振る舞いが問題となった。このために  $\mathbf{d}$  ベクトルに  $k_z$  に依存する新たな因子を加えて「水平ラインノード」を導入する試みもあつ

た。しかしその後の研究成果を踏まえると、実験結果を矛盾なく説明できるギャップ構造は起源の異なる二種類のフェルミ面ごとに異なる大きさと異方性をもつもので、 $\mathbf{d} = z\Delta$  ( $k_x + ik_y$ )の対称性を基本としている。これは方位制御された磁場中での比熱から分析されており[28]、具体的には図5のように状態密度の57%を占める  $d_{xy}$  起源の  $\gamma$  フェルミ面には  $T_c$  の大きさに対応する大きなギャップが開くが、 $\Gamma$ -M 方向（正方晶の  $a$  軸方向）に最小となる異方性を持つ。また残りの状態密度を占める  $\alpha$  と  $\beta$  フェルミ面には  $T_c$  のエネルギースケールの  $1/3 - 1/5$  の小さなギャップがあり、 $\Gamma$ -X 方向（ $a$  軸から  $45^\circ$  の対角線方向）にギャップの大きさがほぼゼロになっていると

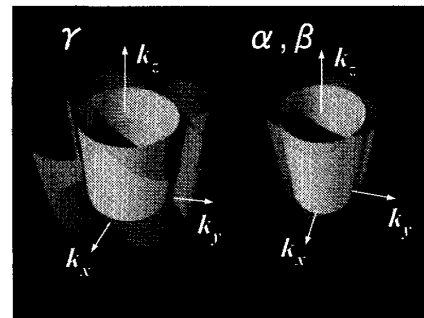


図5.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導ギャップとして有力な構造[28]  
出口和彦氏提供

すると、比熱の磁場方位・磁場強度依存性やゼロ磁場・低温での  $T^2$  温度依存性がうまく説明できる。磁場中での熱伝導率[29, 30]、超音波減衰[31]の結果もこれと矛盾しない。

バンドごとに超伝導ギャップの大きさが顕著に異なる原因は、電子対形成に主導的となる  $\gamma$  フェルミ面とその他のフェルミ面との軌道対称性の違いによるもので、Agterberg らの理論[32]で軌道依存型超伝導 (Orbital Dependent Superconductivity; ODS) と名づけられた。この様なマルチバンド超伝導現象は  $\text{MgB}_2$  や鉄ニクタイトの超伝導でも重要となる[33, 34]。

## 2-7. 超伝導メカニズム

超伝導の微視的機構については、おそらく最も詳しい取り扱いとして、フェルミ面の実際の形状を取り入れた3バンド・ハバードモデルによる摂動展開の理論が野村・山田らによって展開されている[35]。このモデルでは電子相関を生むクーロン斥力が引力の起源となり、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  に対応する大きなドーピング量では  $p$  波が安定となる。図5のギャップ構造については、 $\gamma$  フェルミ面での  $\Gamma$ -M 方向のギャップ最小は奇パリティ性とフェルミ面がブリルアンゾーン境界に近接するためとして理解できる。また  $\alpha$ 、 $\beta$  フェルミ面で  $\Gamma$ -X 方向にギャップがほぼゼロになる理由は、その方向に生じるネスティングによる反強磁性スピン揺らぎが超伝導と競合するためとして理解できる。

同様の方法でスピン軌道相互作用を取り入れて  $d$  ベクトルが  $c$  軸方向であることを導いた柳瀬・小形らの理論[36]、オンサイトだけでなく Ru と酸素の隣接サイト間のクーロン斥力も重視した黒木らの理論[37]なども展開されている。また、酸素サイトの  $2p$  電子の自由度も無視できないことから、三宅らは酸素サイトでのクーロン斥力から生じる短距離の強磁性スピン揺らぎを重視した理論を展開し、ギャップ異方性や酸素同位体効果の説明を行なっている[38]。

## (3) スピン三重項状態確定に向けての課題

### 3-1. 上部臨界磁場の抑制

ベクトル秩序変数  $\mathbf{d} = z\Delta (k_x + ik_y)$  で記述される超伝導状態ではほとんどの実験結果が説明できるが、いくつかの振る舞いにはまだ十分な説明が与えられていない。

まず  $\text{RuO}_2$  面内方向の上部臨界磁場  $\mu_0 H_{c2}(T=0) = 1.50 \text{ T}$  は  $T_c$  付近での勾配  $dH_{c2}/dT$  から予想され

る軌道対破壊効果の値、約 2.7 T ( $s$  波でも  $p$  波でも理論値は定量的にはほぼ同じ[39]) よりも顕著に抑制されている。最低温での比熱と熱伝導率[40]や磁化[41]の磁場依存性からも、超伝導相は  $H_{c2}$  近傍で 1 次相転移的に消失することがわかっている。NMR ナイトシフトの結果からはこの磁場・温度領域でも磁場中でスピン偏極は起こっている、一重項超伝導体のようなスピン対破壊効果[39, 42]によるものとは考えにくい。磁場方位を正確に制御した最近の交流磁化率の実験結果からも、 $H_{c2}$  抑制効果は面平行磁場でのみ顕著に起こり、また低温よりもむしろ中間温度域で抑制が強くなっていることから、スピン対破壊効果とは振る舞いが異なる[43]。この問題に関しては、そもそもスピン三重項超伝導体として知られる重い電子系  $U\text{Pt}_3$  でも  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  と定量的にもほぼ同様の  $H_{c2}(T)$  の抑制が起きており、これが  $U\text{Pt}_3$  のスピン三重項超伝導がまだ完全には受け入れられていない原因にもなっている[44]。

### 3-2. 多重超伝導相

面平行磁場中では低温、 $H_{c2}$  近傍で超伝導転移が 2 段になって現れる (図 6) [40]。上記の時間反転対称性を破る軌道 2 成分の超伝導状態では、面平行磁場中で超伝導 2 段転移が予想される[45]が、観測された 2 段転移の相図はその予想とはかなり異なる。スピン状態の変化を取り入れた理論[46]が提出されているものの、この超伝導 2 段転移の機構についてもまだ十分な説明はなされていない。

### 3-3. 磁場中での $d$ ベクトルの方向

もうひとつの未解決問題は磁場中での  $d$  ベクトルの方向についてである。 $^{101}\text{Ru}$  の NQR を利用した 0.02 - 0.04 T の弱磁場中での NMR ナイトシフト測定[38]からは、磁場方向によらず電子対スピンが偏極しており、 $d$  ベクトルは印加磁場に垂直であることが示唆される。これを説明するには、 $d$  ベクトルが基底状態では  $c$  軸に平行( $d \sim z$ )であるが、 $c$  軸方向の外部磁場のもとでは 0.02 - 0.03 T 程度で  $\text{RuO}_2$  面内へと回転する可能性( $d \sim x$ )が考えられる[47]。実験結果と整合する別のモデルとして、図 7 に示すように  $d$  ベクトルが基底状態でも  $\text{RuO}_2$  面内にあり、外部磁場に垂直になるように  $\text{RuO}_2$  面内で方位を変える可能性 ( $d = x \Delta(k_x + ik_y)$ : ここで  $x$  は  $\text{RuO}_2$  面に平行で、なおかつ磁場に垂直な方向) も議論されている[48, 49]。

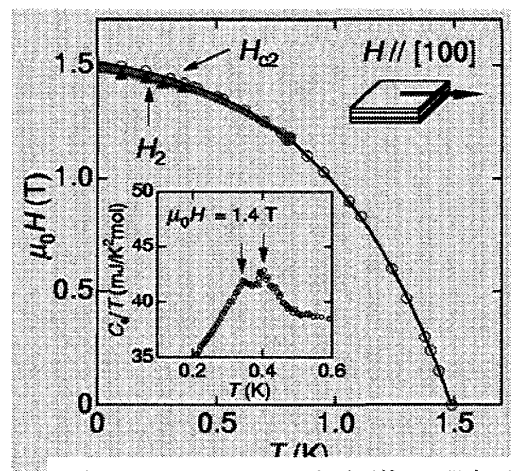


図 6.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  の超伝導 2 段転移を示す磁場・温度相図と比熱[40]

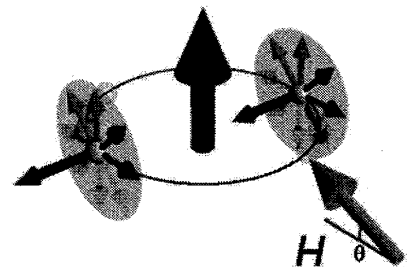


図 7. 準 2 次元面に平行なスピン三重項超伝導の秩序変数  $d$  ベクトル。図 3 の状態といずれが実現しているのかの決着はついていない。橘高俊一郎氏提供

### 3-4. 集団励起モード

クーパー対の集団励起運動の観測も今後の課題として残されている[50-52]。棕田らの NQR の実験からは  $T_c$  以下で  $c$  軸方向のスピン揺らぎによるエネルギー吸収がみられる[53]。ゼロ磁場中の実験であるので磁束の運動による吸収とは考えにくく、電子対の内部自由度に基づく集団励起運動による可能性が議論されている (図 8) [49]。

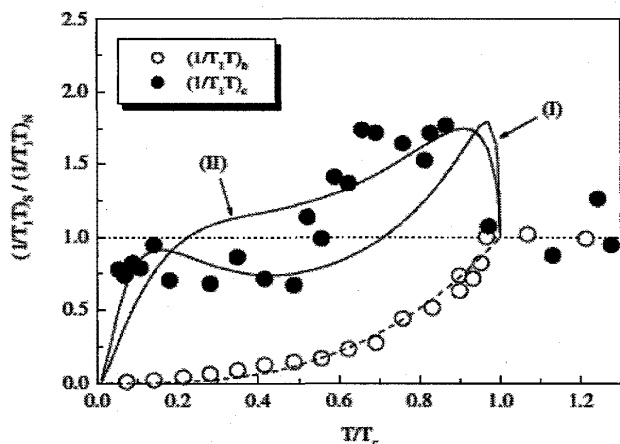


図 8. ゼロ磁場中での核磁気共鳴 (NQR) で観測された異方的な吸収[53]と、それを説明するクーパー対の集団励起による理論曲線[49]

## (4) 今後の展望とまとめ

### 4-1. 新奇な近接効果

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  を用いた接合素子、あるいはすぐ下で述べる共晶を利用した近接接合では様々な新奇現象の観測が期待できる。拡散伝導領域にある常伝導金属の界面領域では  $s$  波超伝導成分のみが残るが、スピン三重項のクーパー対による近接効果の場合、それは奇周波数の超伝導状態の存在を意味する[54]。この効果を利用したスピン三重項状態の決定的な検証を目指して、浅野・田仲らは  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  と常伝導金属との「T 型接合」による近接効果から、奇周波数ペアリングに伴う常伝導金属側の状態密度の増大を検出する実験を提案している[55]。この他、スピン三重項超伝導に伴うスピン流の効果についての理論研究も展開されている[56]。

### 4-2. $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ を含む共晶系の超伝導

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  ( $T_c=1.5$  K) と金属 Ru ( $T_c=0.5$  K) との共晶系 (図9) では  $T_c$  がほぼ倍増して 3 K にまで高められることが発見され、3-K 相と呼ばれている[57]。この転移温度上昇の機構は未解明であるが、界面の  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  側で転移温度の上昇したスピン三重項の超伝導が誘起されているものと考えられている[57-59]。

3-K 相を含む微小な試料の電流・電圧特性には特異なヒステリシスが観測され、カイラルドメイン構造等、超伝導状態の内部自由度を反映したものと解釈されている[60]。また  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  と  $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$  の共晶では、 $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$  の領域

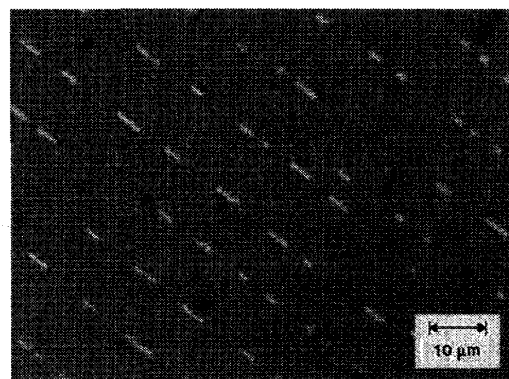


図 9.  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  と Ru の共晶表面の偏光顕微鏡写真。明るい部分が共晶析出した Ru 薄片の断面[57]

でも弱磁場では大きな反磁性が観測されるがこの振る舞いは積層欠陥としての $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ が存在することで理解できる[61]。Ruのs波超伝導の転移温度以下では $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ とRuの超伝導パリティの違いのために両者の界面には自発的な磁束が誘起され、さらに低温のある温度以下ではRuの内部にその磁束が進入するという理論的予想がある[62]。このような自発磁束が観測されれば $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の奇パリティ超伝導状態に対する決定的な証拠が加わることになる。

#### 4-3. 半磁束量子

スピン三重項超伝導状態ではスピンの自由度があるために、量子磁束の半奇数倍の磁束が存在する可能性がある[63, 64]。渦芯を一周したときの状態ベクトルの一値性を保つのに、軌道波動関数の位相とスピン状態の位相とがそれぞれ $\pi$ 変化することで、同一の物理状態が得られる。超流動ヘリウム3のA相や $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ ではそのような状態が可能であるが、まだ観測されていない。1ミクロン程度の $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ に孔をあけたリング状の微小単結晶のフラクソイド量子化の実験で、半磁束量子に密接に関係した状態を安定化させる試みが進んでいる[65]。

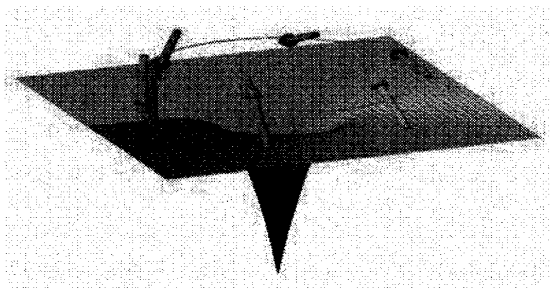


図 10. 半磁束量子の模式図。渦芯周りに状態ベクトルの軌道波動関数の位相は濃淡変化で示すように $\pi$ だけ変化して半整数磁束と結合する。一方、スピン部分も矢印で示すように $\pi$ 変化する。  
米澤進吾氏提供

#### 4-4. まとめ

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ はモット転移近傍の準二次元強相関電子系であり、その常伝導状態はフェルミ液体として定量的に詳しく把握できた物質である。化学的にも安定で大型純良な単結晶も得られる。このためスピン三重項超伝導状態の典型例としての三重項性の確証と、様々な超伝導現象のメカニズムの詳細についての理解が得られる可能性がある。 $^3\text{He}$ のスピン三重項超流動の理解に比肩しうる超伝導体となる期待が持てるので、スピンと電荷の両方が超流動性を示すスピン三重項超伝導状態の確立に向けて今後も粘り強い研究が必要である。

謝辞：本稿の作成にあたりお世話になった物性若手夏の学校世話人の遠藤晋平氏に感謝します。

#### [参考文献]

- [1] J.G. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [2] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
- [3] G.R. Stewart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 679 (1984).
- [4] Y. Maeno *et al.*, Nature **372**, 532 (1994).
- [5] C. Geibel *et al.*, Z. Phys. B **84**, 1 (1991); K. Ishida *et al.*, Physica C **388-389**, 535 (2003).
- [6] A.J. Leggett, “Quantum Liquids” (Oxford Univ. Press, 2006).



- [7] S. S. Saxena *et al.*: Nature **406**, 587 (2000).
- [8] N.T. Huy *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99**, 067006 (2007).
- [9] E. Bauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 027003 (2004).
- [10] スピン三重項対形成と d ベクトルのわかりやすい記述は: 山田一雄, 大見哲巨, “超流動” (培風館, 1995) 第11章; 前野悦輝, 出口和彦, 日本物理学会誌 **56**, 817 (2001).
- [11] A. P. Mackenzie and Y. Maeno, Rev. Mod. Phys. **75**, 657 (2003) および引用の文献.
- [12] T. Oguchi, Phys. Rev. B **51**, 1385 (1995); D. J. Singh, Phys. Rev. B **52**, 1358 (1995).
- [13] S. Nakatsuji and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **84**, 2666 (2000).
- [14] S. A. Grigera, R. S. Perry, A. J. Schofield, M. Chiao, S. R. Julian, G. G. Lonzarich, S. I. Ikeda, Y. Maeno, A. J. Millis, and A. P. Mackenzie, Science **294**, 329 (2001).
- [15] Z. Fang, N. Nagaosa, K. S. Takahashi, A. Asamitsu, R. Mathieu, T. Ogasawara, H. Yamada, M. Kawasaki, Y. Tokura, K. Terakura, Science **302**, 92 (2003).
- [16] A. P. Mackenzie, R. K. W. Haselwimmer, A. W. Tyler, G. G. Lonzarich, Y. Mori, S. Nishizaki, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **80**, 161 (1998).
- [17] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **84**, 5387 (2000).
- [18] T. M. Rice and M. Sigrist, J. Phys.: Condens. Matter. **7**, L643 (1995).
- [19] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, A. Asayama, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, Nature **396**, 658 (1998).
- [20] K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Z. Q. Mao, H. Fukazawa, and Y. Maeno, Phys. Rev. B **63**, 060507 (R) (2001).
- [21] K. Ishida, H. Murakawa, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Z.Q. Mao, and Y. Maeno, J. Phys. Chem. Solids **69**, 3108 (2008).
- [22] J. A. Duffy, S. M. Hayden, Y. Maeno, Z. Mao, J. Kulda, and G. J. McIntyre, Phys. Rev. Lett. **85**, 5412 (2000).
- [23] R. Jin, Yu. Zadorozhny, Y. Liu, D.G. Schlom, Y. Mori, and Y. Maeno, Phys. Rev. B **59**, 4433 (1999).
- [24] C. Honerkamp and M. Sigrist, Prog. Theo. Phys. **100**, 53 (1998).
- [25] K. D. Nelson, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and Y. Liu, Science **306**, 1151 (2004).
- [26] G. M. Luke, Y. Fudamoto, K. M. Kojima, M. I. Larkin, J. Merrin, B. Nachumi, Y. J. Uemura, Y. Maeno, Z. Q. Mao, Y. Mori, H. Nakamura, and M. Sigrist, Nature **394**, 558 (1998).
- [27] J. Xia, Y. Maeno, P. T. Beyersdorf, M. M. Fejer, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **97**, 167002 (2006).
- [28] K. Deguchi, Z. Q. Mao, H. Yaguchi, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **92**, 047002 (2004); K. Deguchi, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 1313 (2004).
- [29] M. A. Tanatar, M. Suzuki, S. Nagai, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and T. Ishiguro, Phys. Rev. Lett. **86**, 2649 (2001).
- [30] K. Izawa, H. Takahashi, H. Yamaguchi, Y. Matsuda, M. Suzuki, T. Sasaki, T. Fukase, Y. Yoshida, R. Settai, and Y. Onuki, Phys. Rev. Lett. **86**, 2653 (2001).

- [31] C. Lupien, W. A. McFarlane, C. Proust, L. Taillefer, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **86**, 5986 (2001).
- [32] D. F. Agterberg, T. M. Rice, and M. Sigrist, Phys. Rev. Lett. **78**, 3374 (1997).
- [33] 例えば S. Souma, Y. Machida, T. Sato, T. Takahashi, H. Matsui, S.-C. Wang, H. Ding, A. Kaminski, J. C. Campuzano, S. Sasaki, and K. Kadowaki, Nature **423**, 65 (2003).
- [34] 例えば K. Kuroki, S. Onari, R. Arita, H. Usui, Y. Tanaka, H. Kontani, and H. Aoki, Phys. Rev. Lett. **101**, 087004 (2008).
- [35] T. Nomura and K. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 404 (2001); *ibid.* **71**, 1993 (2002); Y. Yanase, T. Jujo, T. Nomura, H. Ikeda, T. Hotta, K. Yamada, Phys. Rep. **387**, 1 (2003).
- [36] Y. Yanase and M. Ogata, J. Phys. Soc. Jpn. **72**, 673 (2003).
- [37] K. Kuroki, M. Ogata, R. Arita, and H. Aoki, Phys. Rev. B **63**, 060506(R) (2001).
- [38] K. Miyake and O. Narikiyo, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1423; K. Hoshihara and K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2679 (2005).
- [39] A. Lebed and N. Hayashi, Physica C **341-348**, 1677 (2000).
- [40] K. Deguchi, M. Tanatar, Z. Mao, T. Ishiguro, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 2839 (2002).
- [41] K. Tenya, S. Yasuda, M. Yokoyama, H. Amitsuka, K. Deguchi, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 023702 (2006).
- [42] K. Machida and M. Ichioka, Phys. Rev. B **77** (2008) 184515.
- [43] S. Kittaka *et al.*, unpublished.
- [44] 例えば R. Joynt and L. Taillefer, Rev. Mod. Phys. **74**, 235 (2002).
- [45] D. F. Agterberg, Phys. Rev. Lett. **80**, 5184 (1998).
- [46] M. Udagawa, Y. Yanase and M. Ogata, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2905 (2005).
- [47] H. Murakawa, K. Ishida, K. Kitagawa, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **93**, 167004 (2004); H. Murakawa, K. Ishida, K. Kitagawa, H. Ihara, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 024716 (2007).
- [48] R. P. Kaur, D. F. Agterberg, and H. Kusunose, Phys. Rev. B **72**, 144528 (2006).
- [49] K. Miyake, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 024714 (2010).
- [50] L. Tewordt, Phys. Rev. Lett. **83**, 1007 (1999).
- [51] H.Y. Kee, Y.B. Kim and K. Maki, Phys. Rev. B **61**, 3584 (2000).
- [52] D.S. Hirashima, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 034701(2007); T. Nomura, H. Ikeda and D.S. Hirashima, J. Phys. Chem. Solids **69**, 3352 (2008).
- [53] H. Mukuda, K. Ishida, Y. Kitaoka, K. Asayama, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 3945 (1998).
- [54] Y. Tanaka and A.A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **98**, 037003 (2007); 浅野泰寛, 田仲由喜夫, 柏谷聡, 固体物理 **38**, No. 2, 125 (2003).
- [55] Y. Asano, Y. Tanaka, A. A. Golubov, and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **99**, 067005 (2007).
- [56] Y. Asano, Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **96**, 097007 (2006).
- [57] Y. Maeno, T. Ando, Y. Mori, E. Ohmichi, S. Ikeda, S. NishiZaki, and S. Nakatsuji, Phys. Rev. Lett.

- 81**, 3765 (1998); T. Ando, T. Akima, Y. Mori, and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 1651 (1998).
- [58] M. Sigrist and H. Monien, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 2409 (2001).
- [59] Y.A. Ting et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 247004 (2009).
- [60] H. Kambara, S. Kashiwaya, H. Yaguchi, Y. Asano, Y. Tanaka, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **101**, 267003 (2008).
- [61] S. Kittaka, S. Fusanobori, S. Yonezawa, H. Yaguchi, Y. Maeno, R. Fittipaldi, and A. Vecchione, Phys. Rev. B **77**, 214511 (2008).
- [62] H. Kaneyasu and M. Sigrist, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 053706 (2010).
- [63] V. Vakaryuk and A.J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **103**, 057003 (2009).
- [64] S.B. Chung, H. Bluhm, E.-A Kim, Phys. Rev. Lett. **99**, 197002 (2007).
- [65] J. Jang, R. Budakian, Y. Maeno, arXiv:0908.2673v1 [cond-mat.supr-con], (2009).